

# ОДНОМЕРНАЯ КИНЕТИКА ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Д. В. Опасин

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

## Введение

В настоящее время актуальна проблема изучения воздействия радиационного излучения на работоспособность интегральных микросхем. В связи с этим было принято решение разработать модель, позволяющую исследовать воздействие различных типов излучения на работу полупроводниковых приборов. На первом этапе работ была создана одномерная модель кинетики электронов и дырок в полупроводниках. На данный момент в модель кинетики электронов и дырок были внесены следующие дополнения:

1. При расчете уравнения переноса зарядов используется разностная схема с коррекцией потоков.

2. Также при расчете уравнения переноса используется модель подвижности зарядов близкая к реальным зависимостям подвижностей от поля.

## Основные уравнения

Физические процессы в любом полупроводниковом приборе могут быть описаны системой дифференциальных уравнений [1]:

$$\Delta\varphi = -\frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0}(p - n + N_d - N_a); \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{q} \operatorname{div}(\vec{j}_n) = -R; \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{q} \operatorname{div}(\vec{j}_p) = -R; \quad (3)$$

$$\vec{j}_n = qD_n \nabla n - qn\mu_n \nabla\varphi; \quad (4)$$

$$\vec{j}_p = -qD_p \nabla p - qp\mu_p \nabla\varphi. \quad (5)$$

Здесь  $\varphi$  – потенциал электрического поля;  $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл – заряд электрона;  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума;  $\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость среды;  $n, p$  – концентрация электронов и дырок;  $N_d, N_a$  – концентрации донорной и акцепторной примеси;  $j_n, j_p$  – плотности тока электронов и дырок;  $\mu_n, \mu_p$  – подвижности электронов и дырок;  $D_n, D_p$  – коэффициенты диффузии электронов и дырок.

Для последних справедливы соотношения:

$$D_n = \frac{\mu_n kT}{q}; \quad D_p = \frac{\mu_p kT}{q}, \quad (6)$$

где  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана,  $T$  – температура.

Рассмотрим каждое уравнение более подробно.

## Решение уравнения Пуассона

Распределение потенциала электрического поля определяется с помощью уравнения Пуассона (1), которое можно записать в следующем виде:

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi = -\frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0}(p - n + N_d - N_a).$$

В начальный момент времени в области задается счетная сетка, фрагмент которой приведен на рис. 1.

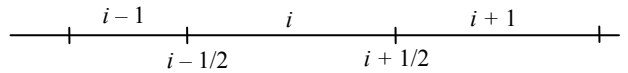


Рис. 1. Фрагмент счетной сетки

Уравнение Пуассона в разностном виде для ячейки с номером  $i$  записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\Delta x_i} (\nabla\varphi_{i+1/2} - \nabla\varphi_{i-1/2}) = \\ & = -\frac{q}{\varepsilon_i \varepsilon_0} (p_i - n_i + N_{di} - N_{ai}). \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь  $\Delta x_i = x_{i+1/2} - x_{i-1/2}$ . Запишем более подробно уравнение (7) для случая, когда  $\varepsilon(x) \neq \text{const}$ . Рассмотрим ячейки с номерами  $i$  и  $i+1$ . Они имеют общий узел с номером  $i+1/2$ . На границе ячеек справедливо соотношение

$$\varepsilon_i \left( \frac{\partial\varphi}{\partial x} \right)_i = \varepsilon_{i+1} \left( \frac{\partial\varphi}{\partial x} \right)_{i+1}. \quad (8)$$

Введем в рассмотрение величину  $\varphi_{i+1/2}$  – значение потенциала в соответствующем узле. Тогда выражение (8) можно записать в разностном виде:

$$\varepsilon_i \frac{\varphi_{i+1/2} - \varphi_i}{h_i} = \varepsilon_{i+1} \frac{\varphi_{i+1} - \varphi_{i+1/2}}{h_{i+1}}. \quad (9)$$

Здесь  $h_i$  – расстояние от центра  $i$ -й ячейки до узла с номером  $i+1/2$ ,  $h_{i+1}$  – расстояние от центра  $(i+1)$ -й ячейки до узла с номером  $i+1/2$ . Из выражения (9) можно найти:

$$\varphi_{i+1/2} = \frac{\varepsilon_{i+1}h_i\varphi_{i+1} + \varepsilon_i h_{i+1}\varphi_i}{\varepsilon_i h_{i+1} + \varepsilon_{i+1}h_i}. \quad (10)$$

Тогда выражение соответствующего градиента в уравнении (7) для  $i$ -й ячейки имеет вид:

$$\nabla\varphi_{i+1/2} = \frac{\varphi_{i+1/2} - \varphi_i}{h_i}.$$

Подставляя (10), получим:

$$\nabla\varphi_{i+1/2} = \frac{\varepsilon_{i+1}(\varphi_{i+1} - \varphi_i)}{\varepsilon_i h_{i+1} + \varepsilon_{i+1}h_i}. \quad (11)$$

Аналогично, для ячеек с номерами  $i$  и  $i-1$ , введя в рассмотрение величины  $\varphi_{i-1/2}$  (значение потенциала в узле с номером  $i-1/2$ ) и  $h_{i-1}$  (расстояние от центра ячейки с номером  $i-1$  до узла с номером  $i-1/2$ ), имеем:

$$\nabla\varphi_{i-1/2} = \frac{\varphi_{i-1/2} - \varphi_{i-1}}{h_{i-1}} = \frac{\varepsilon_{i-1}(\varphi_i - \varphi_{i-1})}{\varepsilon_{i-1}h_i + \varepsilon_i h_{i-1}}. \quad (12)$$

С учетом выражений (11) и (12) уравнение (7) имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta x_i} \left( \varepsilon_{i+1} \frac{\varphi_{i+1} - \varphi_i}{\varepsilon_i h_{i+1} + \varepsilon_{i+1}h_i} - \varepsilon_{i-1} \frac{\varphi_i - \varphi_{i-1}}{\varepsilon_{i-1}h_i + \varepsilon_i h_{i-1}} \right) = \\ = -\frac{q}{\varepsilon_i \varepsilon_0} (p_i - n_i + N_{di} - N_{ai}). \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь  $i = 2, \dots, M-1$ , где  $M$  – общее количество ячеек сетки.

Полученная система разностных уравнений решается методом прогонки. По найденным значениям потенциала в ячейках, определяем значение напряженности электрического поля в узлах сетки следующим образом:

$$E_{i+1/2} = -\frac{\varphi_{i+1} - \varphi_i}{h_i + h_{i+1}}.$$

### Уравнения непрерывности для электронов и дырок

Уравнения (2) и (3) являются уравнениями непрерывности для электронов и дырок. Уравнения (4) и (5) являются уравнениями для плотности токов электронов и дырок. Перепишем их с учетом, что  $E = -\nabla\varphi$ , в следующем виде:

$$\vec{j}_n = -q(-D_n \nabla n - n\mu_n \vec{E}),$$

$$\vec{j}_p = q(-D_p \nabla p + p\mu_p \vec{E}).$$

Введем следующие величины:  $\vec{U}_n = -\mu_n \vec{E}$  – скорость электронов;  $\vec{U}_p = \mu_p \vec{E}$  – скорость дырок. Тогда выражения для плотностей токов примут вид:

$$\vec{j}_n = -q(-D_n \nabla n + n\vec{U}_n),$$

$$\vec{j}_p = q(-D_p \nabla p + p\vec{U}_p).$$

Плотность тока электронов и дырок состоит из двух частей – плотности диффузионного тока и плотности дрейфового тока [2].

$$\vec{j}_n^{\text{диф}} = -q(-D_n \nabla n), \quad (14)$$

$$\vec{j}_p^{\text{диф}} = q(-D_p \nabla p), \quad (15)$$

$$\vec{j}_n^{\text{др}} = -qn\vec{U}_n, \quad (16)$$

$$\vec{j}_p^{\text{др}} = qp\vec{U}_p. \quad (17)$$

При решении уравнений непрерывности используется метод расщепления по процессам. Таким образом, уравнение непрерывности (2) для электронов можно заменить следующими уравнениями:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \text{div}(-D_n \nabla n), \quad (18)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \text{div}(-n\vec{U}_n), \quad (19)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -R. \quad (20)$$

Уравнение (18) описывает изменение концентрации электронов за счет диффузии. Уравнение (19) описывает изменение концентрации электронов за счет переноса под действием электрического поля. Уравнение (20) описывает изменение концентраций электронов за счет процесса рекомбинации. Уравнения диффузии и переноса для электронов и дырок имеют одинаковый вид. Запишем эти уравнения в разностном виде на примере электронов.

Уравнение диффузии (18) для ячейки счетной сетки с номером  $i$  запишем в следующем разностном виде:

$$\begin{aligned} \frac{n_i^{n+1} - n_i^n}{\Delta t} = \\ = \frac{1}{\Delta x_i} \left( D_{i-1/2} \frac{n_i^{n+1} - n_{i-1}^{n+1}}{h_{i-1/2}} - D_{i+1/2} \frac{n_{i+1}^{n+1} - n_i^{n+1}}{h_{i+1/2}} \right). \end{aligned}$$

Здесь  $\Delta t$  – шаг по времени;  $D$  – коэффициенты диффузии, которые предварительно рассчитываются в узлах счетной сетки;  $\Delta x_i = x_{i+1/2} - x_{i-1/2}$  – расстояние между соседними узлами ячейки с номером  $i$ ;  $h_{i+1/2}$  – расстояние между центрами соседних ячеек с номерами  $i$  и  $i+1$ ;  $h_{i-1/2}$  – расстояние между цен-

трами соседних ячеек с номерами  $i$  и  $i-1$ . Полученная система разностных уравнений решается методом прогонки [3].

Для численного решения уравнения переноса (19) область расчета покрывается счетной сеткой. На рис. 2 приведен фрагмент счетной сетки. Разностная схема для уравнения переноса с коррекцией потоков строится следующим образом. В зависимости от направления скорости носителей заряда выбирается ячейка, которая отдает часть концентрации в соседнюю ячейку. Рассмотрим ячейку с номером  $i$  (рис. 2), предположим, что она «отдает» концентрацию как соседней ячейке с номером  $i+1$ , так и ячейке с номером  $i-1$ .

В разностном виде уравнение переноса для ячейки с номером  $i$  можно записать следующим образом:

$$\frac{n_i^{k+1} - n_i^k}{\Delta t} + \frac{1}{\Delta x_i} \left( n_{i+1/2}^{1/2} U_{i+1/2} - n_{i-1/2}^{k+1/2} U_{i-1/2} \right) = 0.$$

Здесь  $n_{i+1/2}^{k+1/2}$ ,  $n_{i-1/2}^{k+1/2}$  – потоковые функции через границы ячейки с номером  $i$ , определенные в соответствующих узлах сетки;  $\Delta x_i = x_{i+1/2} - x_{i-1/2}$ . Предположим, что внутри ячейки с номером  $i$  концентрация распределена линейно  $n_i = n_i(x)$  в зависимости от значений концентраций в соседних ячейках ( $n_{i-1}$ ,  $n_{i+1}$ ):

$$n_i(x) = \frac{\Delta n}{\Delta x_i} (x - x_i) + n_i^k,$$

$$\text{где } x_i = \frac{x_{i+1/2} + x_{i-1/2}}{2}.$$

Зная распределение концентрации в ячейке, можно записать выражения для потоков через ее границы. Поток через узел с номером  $i+1/2$  описывается выражением (21), поток через узел с номером  $i-1/2$  – выражением (22):

$$n_{i+1/2}^{k+1/2} = n_i^n + \frac{\Delta n}{2\Delta x_i} (\Delta x_i - U_{i+1/2} \Delta t), \quad (21)$$

$$n_{i-1/2}^{k+1/2} = n_i^n - \frac{\Delta n}{2\Delta x_i} (\Delta x_i - U_{i-1/2} \Delta t). \quad (22)$$

Значение величины  $\Delta n$  выбирается в зависимости от значения концентраций в соседних ячейках с помощью метода Superbee [4], а именно:

$$\Delta n = \text{MAXMOD} \left( \text{MINMOD} \left( 2\Delta n_{i+1/2}^k, \Delta n_{i-1/2}^k \right), \text{MINMOD} \left( \Delta n_{i+1/2}^k, 2\Delta n_{i-1/2}^k \right) \right).$$

Здесь  $\Delta n_{i+1/2}^k = n_{i+1}^k - n_i^k$ ,  $\Delta n_{i-1/2}^k = n_i^k - n_{i-1}^k$ ;

$$\text{MAXMOD}(x, y) = \text{sgn}(x) \max(|x|, |y|)$$

$$\text{MINMOD}(x, y) = \text{sgn}(x) \max\{0, \min(|x|, y \text{sgn}(x))\}.$$

С применением данного метода было проведено несколько тестовых расчетов, постановка и результаты двух из них приведены ниже.

В обоих расчетах решалось одномерное уравнение переноса  $\frac{\partial f}{\partial t} = -a \frac{\partial f}{\partial x}$ , в котором скорость полагалась  $a=1$ . Рассматривался промежуток  $0 \leq x \leq 10$ , который покрывался равномерной счетной сеткой, содержащей 100 ячеек.

В первом расчете в начальный момент времени был задан прямоугольный импульс в следующем виде:

$$f(x, 0) = \begin{cases} 0, & 0 \leq x < 0,2; \\ 50, & 0,2 \leq x \leq 2,3; \\ 0, & 2,3 < x \leq 10. \end{cases}$$

В качестве граничных условий полагалось  $f(x=0, 10) = 0$ . На рис. 3 слева приведены результаты расчета, проведенного по схеме первого порядка и по схеме с применением коррекции потоков в сравнении с аналитическим решением через 100 счетных шагов.

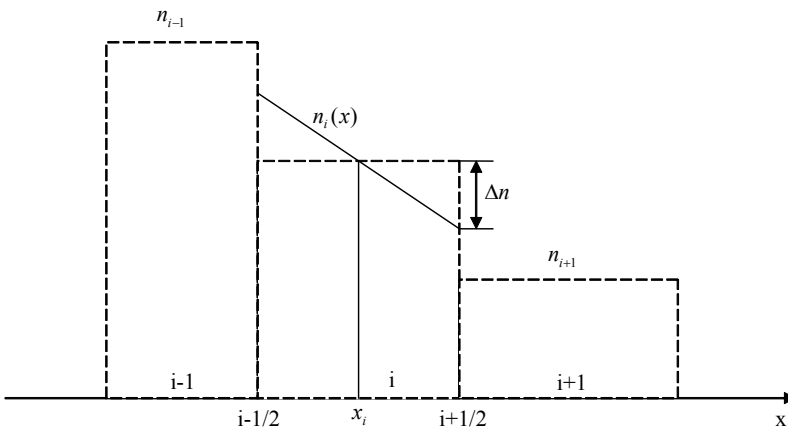


Рис. 2. Фрагмент сетки

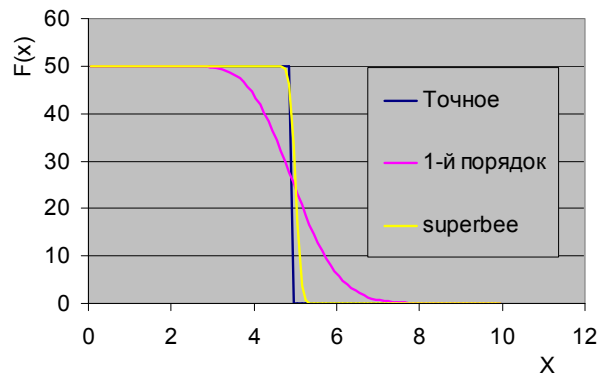
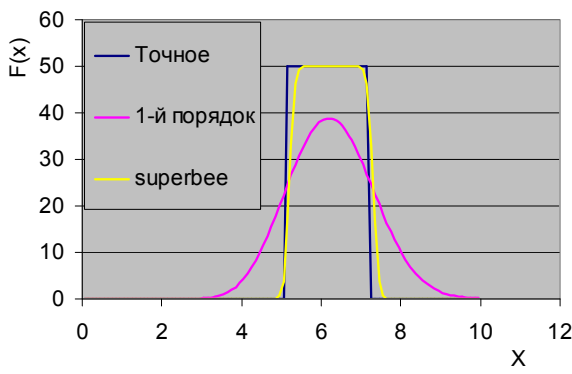


Рис. 3. Результаты тестовых расчетов

Во втором расчете  $f(x, t = 0) = 0$ ,  $f(x = 0) = 50$ . Результаты данного расчета через 100 счетных шагов приведены на рис. 3 справа в сравнении с аналитическим решением и решением, полученным при использовании схемы первого порядка аппроксимации.

Из приведенных графиков видно, что применение схемы первого порядка при расчете уравнения переноса приводит к сильной численной диффузии, которая проявляется в виде размазывания фронтов. С помощью коррекции потоков удалось заметно снизить эффект численной диффузии и более точно описать профили.

### Модель подвижности электронов и дырок

В уравнения переноса электронов и дырок входят их скорости, которые описываются следующими выражениями:

$$U_n = -\mu_n E \text{ — скорость электронов;}$$

$$U_p = \mu_p E \text{ — скорость дырок.}$$

Здесь  $\mu_n$  и  $\mu_p$  — подвижности электронов и дырок соответственно. В реальности скорости электронов и дырок зависят от напряженности электрического поля нелинейно. Этот факт существенно влияет на плотность дрейфового тока. Напомним, что плотности тока дрейфа электронов и дырок описываются следующими выражениями:

$$j_n^{\text{дрейф}} = -qnU_n \text{ — плотность дрейфового тока электронов;}$$

$$j_p^{\text{дрейф}} = qpU_p \text{ — плотность дрейфового тока дырок.}$$

В связи с этим возникла необходимость ввести модели подвижностей электронов и дырок, зависящие от напряженности электрического поля. Рассмотрим следующую модель подвижностей электронов и дырок [5]:

$$\mu(E) = \frac{\mu_0}{\left(1 + \left[\frac{\mu_0 E}{U_\alpha}\right]^\beta\right)^{1/\beta}}. \quad (23)$$

Здесь  $\mu_0$  — подвижность частиц при отсутствии электрического поля;  $\beta = 2$  для электронов,  $\beta = 1$  для дырок;  $U_\alpha = \frac{U_{\max}}{1 + 0,8e^{T/600}}$ ;  $U_{\max} = 1,1 \cdot 10^7$  см/с для электронов,  $U_{\max} = 9,5 \cdot 10^6$  см/с для дырок;  $T$  — температура.

На рис. 4 слева приведены зависимости подвижности электронов и дырок от напряженности электрического поля при следующих значениях параметров:  $\mu_{0n} = 800 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$ ,  $\mu_{0p} = 300 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$ ,  $T = 300$  К. Справа приведены зависимости скоростей электронов и дырок от напряженности электрического поля.

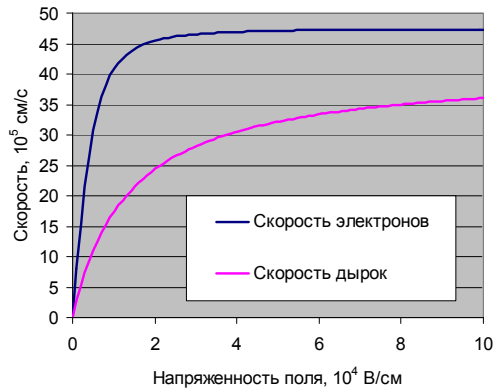
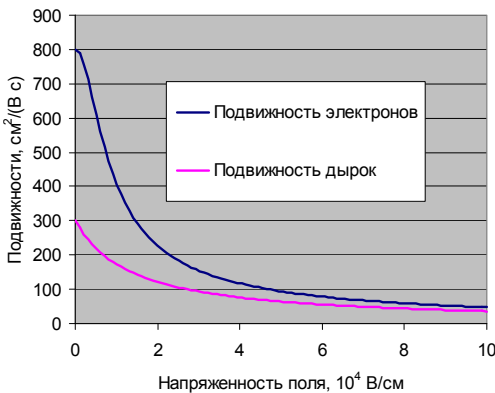


Рис. 4. Зависимости подвижности и скорости электронов и дырок от напряженности электрического поля

Из приведенных графиков видно, что значения скорости электронов и дырок возрастают с увеличением напряженности электрического поля до определенного значения, затем выходят на насыщение, что соответствует реальности.

### Граничные условия

Для решения уравнения Пуассона и уравнений дрейфа электронов и дырок необходимо задать гра-

$$\begin{cases} \frac{(np)_i^{n+1} - (np)_i^n}{\Delta t} = -\left(np_i^{n+1} - n_{ie}^2\right) \left( A_n n_i^n + A_p p_i^n + \frac{1}{\tau_n(p_i^n + n_{ie}) + \tau_p(n_i^n + n_{ie})} \right) \left( n_i^n + p_i^n \right); \\ p_i^{n+1} - n_i^{n+1} = p_i^n - n_i^n. \end{cases}$$

ничные условия. Рассмотрим граничные условия – условия в виде омических контактов. При этих условиях поверхностный потенциал и концентрации электронов и дырок фиксированы на границах. Считается, что на поверхности квазипотенциалы Ферми основных и неосновных носителей совпадают и равны приложенному смещению на рассматриваемом электроде, т. е.  $\phi_n = \phi_p = V_{applied}$ .

Потенциал  $\phi$  фиксируется на уровне, согласованном с равенством нулю заряда, т. е.  $p - n + N_d - N_a = 0$ . Одновременно должно выполняться условие  $np = n_{ie}^2$ . Из этих двух соотношений находятся значения концентраций электронов и дырок на границе. Величину электростатического потенциала находим по одной из двух нижеприведенных формул:

$$\begin{aligned} \phi &= V_{applied} + \frac{kT}{q} \ln \frac{n}{n_{ie}}, \\ \phi &= V_{applied} - \frac{kT}{q} \ln \frac{p}{n_{ie}}. \end{aligned}$$

### Рекомбинация

Используя найденные значения, вычислим изменение концентраций за счет процесса рекомбинации. Для этого необходимо решить систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = -R; \\ \frac{\partial p}{\partial t} = -R. \end{cases}$$

Данная система уравнений эквивалентна системе:

$$\begin{cases} \frac{\partial(np)}{\partial t} = -R(n+p); \\ \frac{\partial(p-n)}{\partial t} = 0. \end{cases} \quad (24)$$

Рекомбинационный член имеет вид [4]:

$$R = (np - n_i^2) \left( A_n n + A_p p + \frac{1}{\tau_n(p + n_{ie}) + \tau_p(n + n_{ie})} \right).$$

Здесь,  $A_n, A_p$  – некоторые постоянные;  $\tau_n, \tau_p$  – времена жизни электронов и дырок;  $n_{ie}$  – собственная концентрация носителей.

В разностном виде систему уравнений (21) для ячейки с номером  $i$  можно записать следующим образом:

Введем следующие обозначения:

$$C_i = \left( A_n n_i^n + A_p p_i^n + \frac{1}{\tau_n(p_i^n + n_{ie}) + \tau_p(n_i^n + n_{ie})} \right) \times (n_i^n + p_i^n).$$

Тогда получим:

$$\begin{cases} (np)_i^{n+1} = \frac{(np)_i^n + n_{ie}^2 \Delta t C_i}{1 + \Delta t C_i}; \\ p_i^{n+1} - n_i^{n+1} = p_i^n - n_i^n. \end{cases}$$

Обозначив  $\frac{(np)_i^n + n_{ie}^2 \Delta t C_i}{1 + \Delta t C_i} = \alpha_i$  и  $p_i^n - n_i^n = \beta_i$ ,

получим

$$\begin{cases} n_i^{n+1} p_i^{n+1} = \alpha_i; \\ p_i^{n+1} - n_i^{n+1} = \beta_i. \end{cases}$$

Отсюда, учитывая условие положительности концентраций, получим:

$$\begin{cases} p_i^{n+1} = -\frac{\beta_i}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{\beta_i^2 + 4\alpha_i}; \\ n_i^{n+1} = p_i^{n+1} + \beta_i. \end{cases}$$

### Получение вольт-амперных характеристик

С целью получения вольт-амперных характеристик была проведена серия расчетов. Во всех расчетах рассматривается  $p$ - $n$  переход. Задан промежуток, содержащий область с полупроводником  $n$ -типа ( $0 \leq x \leq 2$  мкм) и область с полупроводником  $p$ -типа ( $2 \leq x \leq 4$  мкм) как показано на рис. 3.1. Данный промежуток покрывается равномерной счетной сеткой, содержащей 500 ячеек.

n	p
---	---

Рис. 5. Область расчета

Заданы следующие параметры среды [2]. Диэлектрическая проницаемость среды  $\varepsilon = 11,7$ ; подвижности электронов и дырок  $\mu_n = \mu_p = 500 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$ ; собственная концентрация носителей заряда  $n_{ie} = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ; абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума  $\varepsilon_0 = 8,85 \text{ Ф/м}$ ; постоянная Больцмана  $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$ ; заряд электрона  $q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ ; концентрация донорной и акцепторной примеси:

$$N_d(x) = \begin{cases} 10^{16} \text{ см}^{-3}, & 0 \leq x < 2 \text{ мкм}; \\ 0, & 2 \leq x < 4 \text{ мкм}; \end{cases}$$

$$N_a(x) = \begin{cases} 0, & 0 \leq x < 2 \text{ мкм}; \\ 10^{16} \text{ см}^{-3}, & 2 \leq x < 4 \text{ мкм}. \end{cases}$$

Таким образом рассматривается *p-n* переход.

Заданы следующие начальные данные. Концентрации электронов и дырок:

$$n(x) = \begin{cases} 10^{16} \text{ см}^{-3}, & 0 \leq x < 2 \text{ мкм}; \\ 10^4 \text{ см}^{-3}, & 2 \leq x < 4 \text{ мкм}; \end{cases}$$

$$p(x) = \begin{cases} 10^4 \text{ см}^{-3}, & 0 \leq x < 2 \text{ мкм}; \\ 10^{16} \text{ см}^{-3}, & 2 \leq x < 4 \text{ мкм}. \end{cases}$$

Значения концентраций электронов и дырок на границах промежутка определяются из условий:

$$\begin{cases} p - n + N_d - N_a = 0, \\ pn = n_i^2. \end{cases}$$

На левом конце промежутка значение потенциала равно 0 В.

Все расчеты отличаются друг от друга значением потенциала на правой границе.

На рис. 6 приведены вольт-амперные характеристики. Сиреневая линия соответствует вольт-амперной характеристике, полученной с помощью расчетов, в которых значения подвижностей электронов и дырок полагались постоянными. Синяя линия соответствует вольт-амперной характеристике, полученной с помощью расчетов, в которых применялась модель зависимости подвижности электронов и дырок от напряженности электрического поля (23).

В литературе [2] для описания вольт-амперных характеристик используется следующее уравнение:

$$U = \varphi_T \ln \left[ \left( \frac{I}{I_0} \right) + 1 \right] + I r_{\delta}. \text{ На рис. 6 зелеными точками}$$

отмечено поведение данной зависимости при следующих значениях параметров:

$$\varphi_T = \frac{kT}{q} = 2,5875 \cdot 10^{-2} \text{ В } (T = 300 \text{ К}),$$

$$I_0 = 2,741592 \cdot 10^{-7} \frac{\text{А}}{\text{см}^2},$$

$$r_{\delta} = 5,11625 \cdot 10^{-4} \frac{\text{В} \cdot \text{см}^2}{\text{А}}$$

при  $S = 1 \text{ мкм}^2 = 10^{-8} \text{ см}^2$ ,  $r_{\delta} = 51 \text{ кОм}$ .

При малых токах сказывается влияние члена уравнения, содержащего логарифм. Такой ситуации соответствует нижний загиб линий графиков, приведенных на рис. 6 (область  $\varphi_{\text{прав.}} < 0,6 \text{ В}$ ). С увеличением тока преобладает линейный член уравнения (линейный участок линий графика). Из приведенного рис. 6 видно, что выход на насыщение вольт-амперной характеристики происходит только за счет зависимости подвижностей электронов и дырок от напряженности электрического поля.

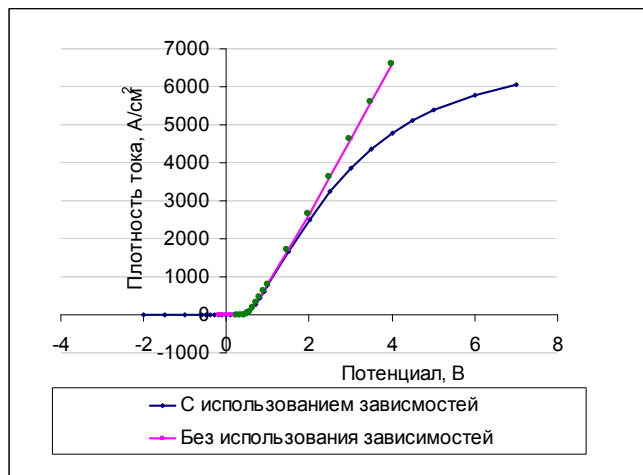


Рис. 6. Вольт-амперные характеристики

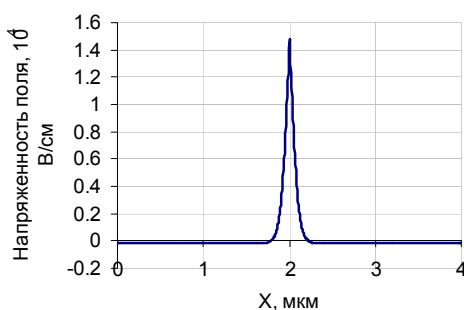
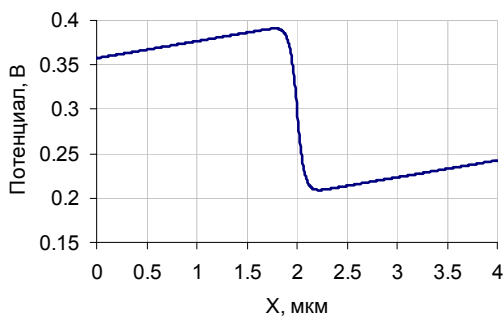


Рис. 7. Значения потенциала (слева) и напряженности электрического поля (справа) при значении потенциала на правом конце 0,6 В

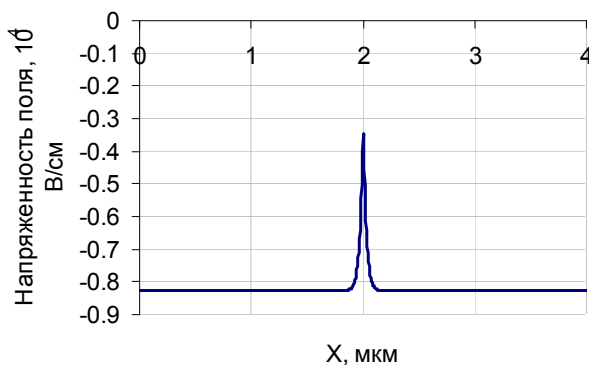
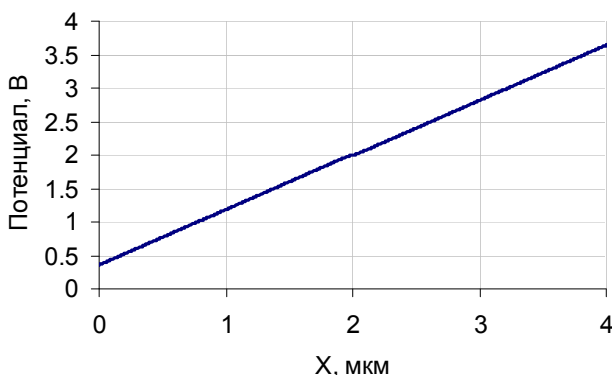


Рис. 8. Значения потенциала (слева) и напряженности электрического поля (справа) при значении потенциала на правом конце 4 В

На рис. 7 и 8 приведены результаты расчетов при значении потенциала на правом конце равным 0,6 В и 4 В соответственно.

Из рисунков видно, что при малых значениях потенциала на правом конце промежутка основное падение напряжения происходит на  $p$ - $n$  переходе (в окрестности точки  $x = 2$  мкм, рис. 7). При более высоких значениях приложенного потенциала основное падение напряжения происходит не на переходе, в  $p$  и  $n$  областях ( $0 \leq x < 2$  мкм и  $2 < x \leq 4$  мкм, рис. 8).

### Заключение

В результате проделанной работы создана базовая программа для расчета кинетики неравновесных носителей заряда в полупроводниках в одномерной постановке. С помощью данной программы можно считать нестационарные задачи, а также исследовать физические процессы в различных полупроводниковых системах. При расчете уравнений переноса носителей заряда используется разностная схема с коррекцией потоков, что позволило существенно уменьшить эффект численной диффузии. Также вве-

дена модель зависимости подвижностей зарядов от поля близкая к реальным процессам, с помощью чего удалось обеспечить выход на насыщение вольт-амперных характеристик.

### Литература

1. McGraw-Hill: Microelectronic devices and circuits [electronic resource] Copyright by Clifton G. Fonstad. Mode of access: <http://creativecommons.org>. 2006. P. 66–67.
2. Гусев В. Г., Гусев Ю. М. Электроника. М.: Высш. шк. 1991.
3. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1983.
4. Roe P. L., Pike J. (1984) Efficient construction and utilization of approximate Riemann solutions, in Computing methods in applied Sciences and Engineering, VI (Proc. 6th Int. Symp. on Comput. meth. in Appl. Sci. and Eng., Versailles, France, Dec. 12–16, 1983). P. 499–518, North Holland, Amsterdam.
5. McGraw-Hill: Microelectronic devices and circuits [electronic resource] Copyright by Clifton G. Fonstad. Mode of access: <http://creativecommons.org>. 2006. P. 116–121.